N84-17094

О р д е н а   Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша.
А к а д е м и и   Н а у к   С С С Р

TM-77297

Н.И.Клиорин,   А.А.Рузмайкин,
Д.Д.Соколов

ПЕРИОДЫ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЁЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Препринт № 22 за 1983г.

Москва

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. М.В.КЕЛДЫША АН СССР

ПЕРИОДЫ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Н.И.Клиорин, А.А.Рузмайкин, Д.Д.Соколов

PERIODS OF ACTIVITY CICLES IN LATE-TYPE STARS, by N.I.KLEEORIN, A.A.RUZMAIKIN and D.D.SOKOLOFF

МОСКВА - 1983 г.

Периоды циклов активности звезд поздних спектральных классов

Н.И.Клиорин, А.А.Рузмайкин, Д.Д.Соколов

АННОТАЦИЯ

С помощью теории динамо средних магнитных полей получена качественная зависимость периода активности от угловой скорости вращения для звезд с достаточно протяженными конвективными оболочками.

Обсуждается зависимость периода цикла от спектрального класса.

Periods of activity cicles in late-type stars, by
N.I.Kleeorin, A.A.Ruzmaikin and D.D.Sokoloff.

ABSTRACT

Period of stellar activity versus the angular velocity of late-type star with an extended convective shell is estimated by mean field dynamo theory. The period dependence on the star spectral type is discussed.

I. ВВЕДЕНИЕ

Длительные наблюдения вариаций потока в H и K линиях однократно ионизованного кальция, выполненные для большого набора звезд поздних спектральных классов, начиная с $F0$, (Вильсон, 1978; Воган и др., 1981), обнаружили цикличность активности существенной доли этих звезд. Открытие звездных циклов обобщает сложившиеся представления о солнечном цикле. Последний находит объяснение в теории гидромагнитного динамо, действующего в конвективной оболочке вращающейся звезды. Поэтому, естественно, распространить эту теорию на другие звезды с конвективными оболочками. В настоящей заметке в рамках простейшей модели динамо мы предсказываем качественную зависимость периода звездного цикла от угловой скорости (см. 8, 10) для звезд данного спектрального класса главной последовательности.

Этот результат может быть проверен наблюдениями путем определения периодов циклов активности звезд фиксированных спектральных классов главной последовательности, обладающих различными угловыми скоростями.

2. МОДЕЛЬ ЗВЕЗДНОГО ДИНАМО

Мы отождествим период звездного цикла с периодом вариаций среднего (крупномасштабного) магнитного поля звезды. Основными источниками незатухающих изменений поля служат неоднородное вращение $\omega(r,\theta)$ и средняя спиральность турбулентных движений $\alpha(r,\theta)$. Чтобы избежать геометрических усложнений мы аппроксимируем КО плоским слоем, ориентированным вдоль полярного угла θ, и ограничимся рассмотрением осесимметричного (независящего от φ) поля. Тогда в локальных декартовых координатах (x,y,z), заменяющих соответственно сферические (θ,φ,r), уравнения генерации имеют вид (Моффат, 1980; Паркер, 1982)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)A=\alpha B \qquad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}-\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)B=\mathcal{D}\,\omega'\,\frac{\partial A}{\partial x}\,. \qquad (2)$$

Здесь A - азимутальная компонента векторного потенциала, определяющая среднее полоидальное поле $(B_x=-\partial A/\partial z, B_z=\partial A/\partial x)$,

$B \equiv B_y$ - среднее азимутальное поле, штрих означает производную по z. В качестве естественной единицы длины мы используем толщину конвективного слоя h, в качестве единицы времени h^2/ν_T (ν_T - коэффициент турбулентной диффузии), $\alpha(x,z), \omega'(x,z)$ - безразмерные "единичные" функции, описывающие форму источников генерации спиральности и дифференциального вращения соответственно, и вводим безразмерное динамо-число:

$$\mathcal{D} = \frac{\alpha_0 \delta\omega R h^2}{\nu_T^2}, \tag{3}$$

где α_0 - максимальное значение спиральности, $\delta\omega$ - величина (со знаком) перепада угловой скорости, который мы для простоты будем считать радиальным ($d\omega/dz \equiv \delta\omega \cdot \omega'$), R - радиус внутренней границы конвективной области. Вместо точных граничных условий мы будем просто предполагать, что функции $A(x,z,t)$ и $B(x,z,t)$ достаточно быстро спадают вне областей генерации. Для решения системы (I,2) необходимо задать распределение (в простейшем случае по радиусу звезды) источников генерации α и ω'.

Будем искать решение в виде динамо-волн $\exp[\gamma t + i(\Omega t - kx)]$ с амплитудами a, b, зависящими от z. Это эквивалентно предположению о медленном изменении параметров по x. В результате находится зависимость частоты звездного цикла Ω от динамо-числа и то критическое значение, при котором динамо-волна стационарна.

Мы ограничимся рассмотрением линейной по полю картины и предположим, что частота колебаний нелинейного решения близка к частоте наиболее быстро растущей линейной моды, т.е. моды с максимальным инкрементом. Выход на нелинейное решение со стационарной амплитудой происходит в результате обратного влияния магнитного поля на среднюю спиральность или (и) дифференциальное вращение. Сделанное выше предположение согласуется с результатами расчетов нелинейных моделей с локализованными источниками генерации (Иванова, Рузмайкин, 1977; Клиорин, Рузмайкин, 1981), в которых показано, что нелинейность слабо влияет на период цикла.

Поскольку задача о распределении вращения и средней спиральности по конвективной зоне звезды пока не решена, мы исследуем два грубых крайних случая: а) источники распределены

по радиусу приблизительно однородно или имеют максимумы, расстояние между которыми меньше характерных ширин источников; б) α и ω' локализованы в различных неперекрывающихся слоях. Существенно, что зависимость периода от динамо-числа различна в двух этих случаях.

а) Перекрывающиеся источники генерации.

Характерные значения динамо-числа (3), оцениваемые для звездных конвективных оболочек велики ($>10^3$). А как показывает асимптотический анализ уравнений генерации (Исаков и др. 1981), при больших динамо-числах решение концентрируется в пространстве и для его нахождения можно воспользоваться коротковолновой (ВКБ) асимптотикой.

Обозначим $q^2 = \gamma + i\Omega + k^2$ и будем искать решение в виде $\{a(z), b(z)\}\exp[\gamma t + i(\Omega t - kx)]$ с $q^2 = q_0|k\mathcal{D}|^{1/2}$,

$$\begin{pmatrix} a(z) \\ b(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0|k\mathcal{D}|^{1/2} \end{pmatrix} \exp(iQ(z-z_0) - p(z-z_0)^2/2),$$

где z_0 - слой вблизи которого локализовано решение.

Подставляя это в уравнение (1-2) и приравнивая члены при одинаковых степенях $\mathcal{D}$, находим постоянные P и $Q(=0)$, частоту и инкремент решения

$$\Omega = \gamma_0|k\mathcal{D}|^{1/2}, \qquad \gamma = \gamma_0|k\mathcal{D}|^{1/2} - k^2, \tag{4}$$

где $\gamma_0 = (\alpha\omega')^{1/2}_{max}$ определяется положением этого максимума. Отношение амплитуд a_0/b_0, как и величина z_0, определяется конкретной структурой источников и также может быть найдено описанным методом. Однако для целей настоящей работы можно ограничиться результатом (4).

При данном динамо-числе существует наиболее быстро растущая гармоника, определяемая условием $\partial\gamma/\partial k = 0$. Для нее

$$|k| = (\gamma_0/4)^{2/3}|\mathcal{D}|^{1/3}. \tag{5}$$

Чтобы мода с таким k возбуждалась ("умещалась") в конвектив-

ной оболочке звезды радиуса R_* очевидно $2\pi h/k < R_*$ или

$$\mathcal{D} > \mathcal{D}_* = \frac{2}{\gamma_0}\left(\frac{4\pi h}{R_*}\right)^3. \qquad (6)$$

Поскольку $\gamma_0 \sim 1$ и правая часть этого неравенства для звезд спектральных классов $G0 \to M2$ изменяется в пределах $50 \div 500$, а левая - превышает 10^3, условие (6) выполнено для звезд поздних спектральных классов.

Выпишем в размерном виде период $2\pi/\Omega$ динамо-волны, соответствующей главной гармонике (см. (5)), и потому определяющей период цикла

$$T = T_0\, \mathcal{D}^{-2/3} \frac{h^2}{\nu_T}, \qquad (7)$$

где $T_0 \approx 3.17\pi \gamma_0^{-4/3}$ - число, зависящее от строения источников. Результат (7) не совпадает с оценкой Дарни и Робинсона (1982), полученной путем использования соображений размерностей и правдоподобных рассуждений.

б) Неперекрывающиеся источники генерации.

Пусть ω' отличен от нуля вблизи дна зоны, а область локализации α сдвинута к поверхности. Модель такого типа для уравнений (1,2) подробно исследована в работе Клиорина, Рузмайкина (1981), где показано, что период цикла слабо (логарифмически) зависит от динамо-числа.

$$T \simeq T_1 \frac{h^2}{\nu_T} \ln^{-1}\mathcal{D}, \quad T_1 = 4\left(\frac{h_1}{h}\right)^2, \qquad (8)$$

где h_1 - расстояние между источниками генерации.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОДА ЦИКЛА ОТ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ЗВЕЗД ДАННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА.

Итак, теория гидромагнитного динамо позволяет найти зависимость периода звездного цикла от динамо-числа, структуры источников и расстояния между ними (параметры T_0, T_1). Для сравнения с наблюдениями нужно выразить $\mathcal{D}, T_0, T_1$ через угловую скорость и другие характеристики звезды. Эти параметры

определяются вращением и структурой конвективной оболочки. Таким образом, встает задача расчета мощности (α_o и $\delta\omega$) и структуры источников генерации при различных ω для серии конвективных оболочек вращающихся звезд поздних спектральных классов. Пока можно высказать лишь некоторые качественные соображения. Если бы средняя спиральность была распределена в конвективной зоне однородно, то очевидно (см. (3)) $\mathcal{D}\sim\omega\delta\omega$ (т.к. $\alpha_o\sim\omega$) и $T\sim(\omega\delta\omega)^{-2/3}$, причем асимптотика (7) была бы пригодна при всех угловых скоростях ω. В действительности, распределение средней спиральности по глубине имеет вид

$$\alpha\sim\begin{cases} l\omega, & \omega l/v\ll 1\\ v, & \omega l/v\gg 1\end{cases} \qquad (9)$$

(Вайнштейн и др. 1980), где l - длина пути перемешивания (шкала высот), v - конвективная скорость. Поскольку для звезд поздних спектральных классов v убывает с глубиной в большей части конвективной зоны, то распределение α имеет шапкообразную форму с максимумом, определяемым условием $l(z)\omega/v(z)\sim 1$. Так как величина l/v растет в глубину, то положение максимума $\alpha(z)$ тем ближе ко дну зоны, чем ниже угловая скорость звезды.

Если принять, как это обычно делается в солнечных динамо-моделях, что дифференциальное вращение локализуется вблизи дна конвективной зоны, то можно сделать вывод: для быстро вращающихся звезд период цикла будет описываться (8), т.е. практически перестанет зависеть от ω. Для медленно вращающихся звезд должна быть характерна зависимость типа (7). Для оценки явной зависимости периода (7) от ω достаточно знать $\alpha_o(\omega)=\alpha(z,\omega)_{max}$. Из условия $l(z)\omega/v(z)\sim 1$, учитывая примерное постоянство $\nu_T\sim l v$ с помощью (9) находим $\alpha\sim(\omega\nu_T)^{1/2}$.

Следовательно,

$$\mathcal{D}\sim h^2R\omega^{1/2}\delta\omega/\nu_T^{2/3} \quad \text{и} \quad T\simeq T_o\omega^{-1}(h\omega/R\delta\omega)^{2/3}.$$

Естественно ожидать, что при малых угловых скоростях дифференциальное вращение звезд данного спектрального класса $\delta\omega\sim\omega$ с коэффициентом, определяемым конвективными характеристиками,

не зависящим от вращения (при больших числах Росби).

Тогда мы приходим к простой зависимости

$$T \simeq \tilde{T}_0\, \omega^{-1} \left(\frac{h}{R}\right)^{2/3} \qquad (10)$$

В промежуточной области между (8) и (10) период, по видимому, растет с ростом угловой скорости. Это ясно, например, из того, что $\tilde{T}_0 \sim (\alpha\, \omega')^{-2/3}_{max}$ растет с увеличением расстояния между областями локализации источников генерации - спиральности и дифференциального вращения. На это же указывает и уменьшение множителя $T_1 = 4h_1^2/h^2$ с уменьшением угловой скорости, т.е. со сближением источников.

4. ОБСУЖДЕНИЕ.

Выше мы рассмотрели зависимость периода цикла от угловой скорости для звезд фиксированного класса. Более сложен, на наш взгляд, учет зависимости периода цикла от спектрального класса и построение поверхности $T(\omega, S_p)$. Считается (Бельведер и др. 1980), что теория динамо предсказывает заметный рост периода при переходе к более поздним спектральным классам.

В самом деле, при переходе от классов $G0$ к M множитель $(h/R)^{2/3}$ в формуле (10) и h^2/ν_T в (8) растут из-за увеличения турбулентной диффузии, обязанного понижению светимости. Однако, мы пока не знаем как изменяется при таком переходе структура источников (множители $\tilde{T}_0$ и T_1). Кроме того, в рассмотренной выше модели не учитывался турбулентный диамагнетизм, который согласно расчетам солнечной динамо модели (Иванова и Рузмайкин, 1976) влияет на период цикла. Поскольку, при переходе к поздним спектральным классам турбулентная проницаемость $\mu \simeq (\nu_m/\nu_T)^{1/2}$ растет, то этот эффект способствует уменьшению периодов циклов.

Предсказываемая зависимость $T(\omega)$, для звезд данного спектрального класса (см. (8), (10)) допускает прямую наблюдательную проверку. Имеющиеся наблюдательные данные пока немногочисленны. Они не противоречат основным результатам (8, 10) (см. таблицу), хотя и недостаточны для их подтверждения. Мы надеемся, что в действующих и планируемых наблюдательных программах будут получены более обширные данные по периодам цик-

лов звезд, близких по спектральному классу, но обладающих различными угловыми скоростями.

Благодарим Я.Б.Зельдовича за ценные замечания, М.М.Кацову и Э.В.Эргму за полезное обсуждение результатов наблюдений и динамики конвективных оболочек.

ТАБЛИЦА

Sp / $\omega/\omega_\odot$	G2	G5	G8	K0	KI	K2	K3	K4	K5	K7
0,56										~I9
0,60								~22		
0,63						~24				
0,73									I4	
0,79							I6			
0,93								~20		
I	22									
I,29				I6						
I,29					I6					
I,35								I8		
I,58										~20
2,5		~24								
3,2			~24							
3,9				~20						

Известные из наблюдений данные о периодах циклов звезд и угловых скоростях вращения взяты из работ Вильсона (I978) и Вогана и др. (I980).

ЛИТЕРАТУРА

Бельведер и др. (Belveder G., Paterno L. and Stix M.) Astron. & Astrophys. 1980, 91, 328.

Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике, М.: Наука, 1980.

Вильсон (Wilson O.C.) Astrophys. J., 1978, 226, 379.

Воган и др. (Vaughan A.H., Baliunas S.L., Middelkoop F., Hartmann L.W., Mihalas D., Noyes R.W. and Preston G.W.) Astrophys. J., 1981, 250, 276.

Дарни и Робинсон (Durney B.R. and Robinson R.D.) Astron. & Astrophys., 1982, 108, 322.

Иванова Т.С. и Рузмайкин А.А., Астрон. ж. 1977, 54, 846.

Исаков Р.В., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. и Фаминская М.В., Astrophys. Space Sci., 1981, 80, 145.

Клиорин Н.И. и Рузмайкин А.А. (Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1981, 18, 281.

Моффат К.Х. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, М.: Мир, 1980.

Паркер Е.Н. Космические магнитные поля, М.: Мир, 1982.

Цена 5 коп.

Н.И.Клиорин, А.А. Рузмайкин, Д.Д. Соколов. " Периоды циклов активности звёзд поздних спектральных классов."
Редактор Н.И.Клиорин. Корректор А.А.Гуськова.

Подписано к печати 07.02.83г. № Т-03471.Заказ №62
Формат бумаги 60Х90 1/16. Тираж 168 экз.
Объём 0,7 уч.-изд.л. Цена 5 коп.

055(02)2 №

Отпечатано на ротапринтах в Институте прикладной математики АН СССР
Москва, Миусская пл. 4.